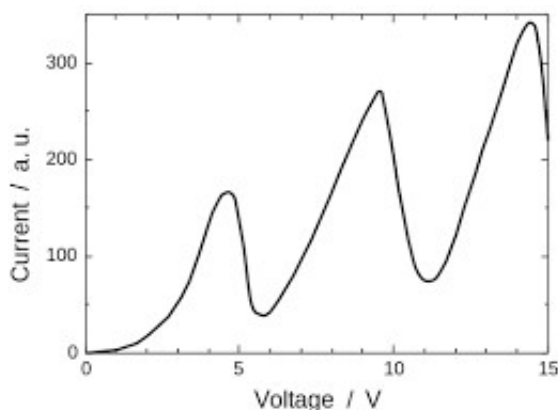


W szklanej bańce, wypełnionej parami rtęci, znajdują się trzy elektrody: żarzona katoda, anoda oraz siatka. Elektrony wylatujące z rozżarzonej katody są przyspieszane napięciem U_1 między katodą i siatką, następnie są hamowane napięciem U_2 między anodą i siatką. W ten sposób jedynie elektrony, których energia (w miejscu gdzie znajduje się siatka) jest większa od energii eU_2 zostają zebrane przez anodę i dają przyczynek do prądu mierzonego przez amperomierz. W układzie tym możliwa jest zatem analiza energii elektronów przepływających przez bańkę.

A zatem elektrony są przyspieszane między katodą i siatką; jeśli akurat uzyskają energię równą energii wzbudzenia atomów par rtęci ($E_2 - E_1$) to oddają praktycznie całą swoją energię atomom rtęci (zachodzi to przy napięciu $U_1 = 4.86 \text{ V}$ – początek opadania pierwszego maksimum na Rys. 14). Po utracie swej energii kinetycznej elektrony są łatwo zawrócone między siatką i anodą i w efekcie obserwujemy duży spadek natężenia prądu. Przy kolejnym wzroście napięcia przyspieszającego, elektrony osiągną większą energię i każdy z nich będzie mógł wzbudzić dwa atomy rtęci ($U_1 = 9.72 \text{ V}$).

Obserwowana charakterystyka prądu zbieranego na anodzie wykazuje kolejne maksima i minima w funkcji napięcia przyspieszającego.

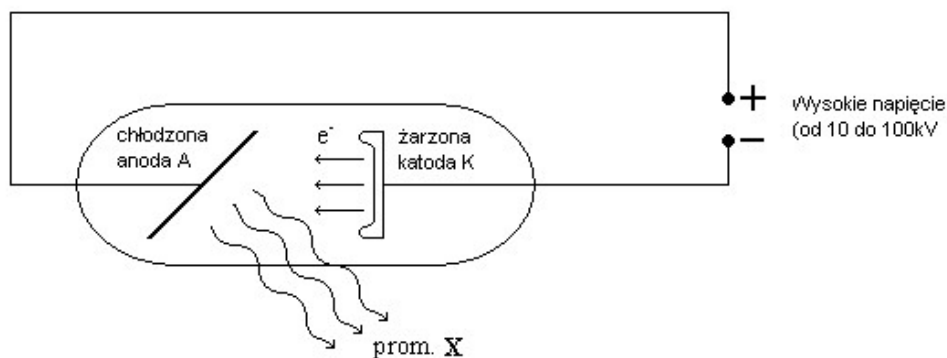


Rys. 14. Zależność prądu anodowego od napięcia przyspieszającego

Stwierdzono, że minimalna energia elektronów, konieczna do wzbudzenia linii $\lambda = 2536 \text{ \AA}$ rtęci wynosi $4,86 \text{ eV}$ (tzn. $U_1 = 4,86 \text{ V}$), co równa się właśnie energii $h\nu$ tych kwantów ($U_1 \cdot e = h\nu$). Doświadczenie to potwierdza dyskretny charakter energii wzbudzeń elektronów w atomach.

5. Promieniowanie rentgenowskie

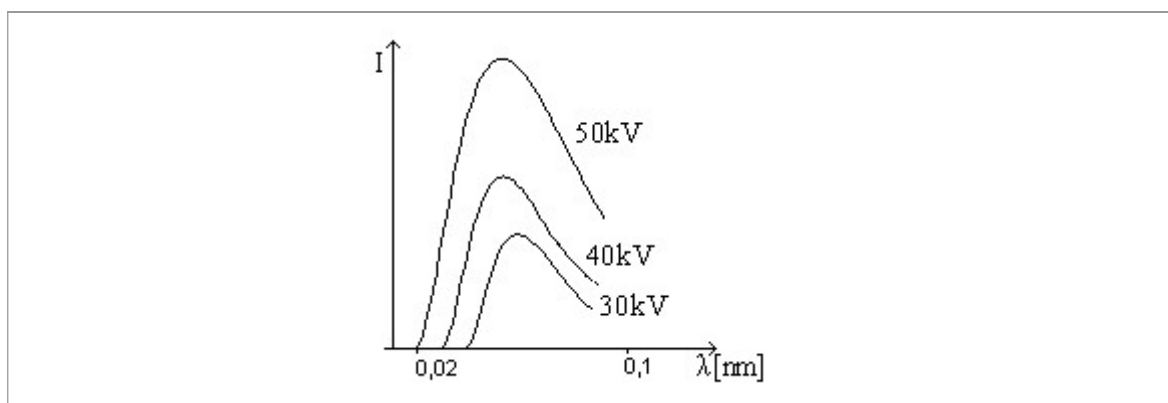
Wytwarza się je najczęściej w lampie rentgenowskiej, przedstawionej poniżej:



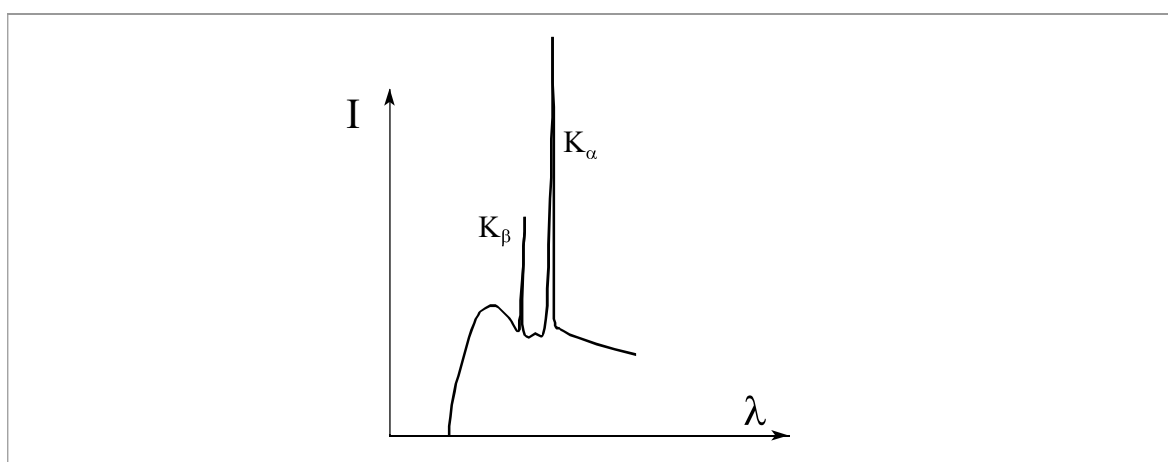
Rys. 15. Schemat lampy rentgenowskiej

W lampie rentgenowskiej elektrony wylatujące z rozżarzonej katody są przyspieszane przez wysokie napięcie między anodą i katodą (na ogół rzędu kilkudziesięciu kV). Wskutek wyhamowania elektronów na anodzie powstają dwa rodzaje promieniowania:

- promieniowanie hamowania (o widmie ciągłym)
- linie charakterystyczne dla materiału anody, np. miedzi (atomy te po wzbudzeniu przez uderzające w nie elektrony, emitują następnie swoje promieniowanie charakterystyczne).



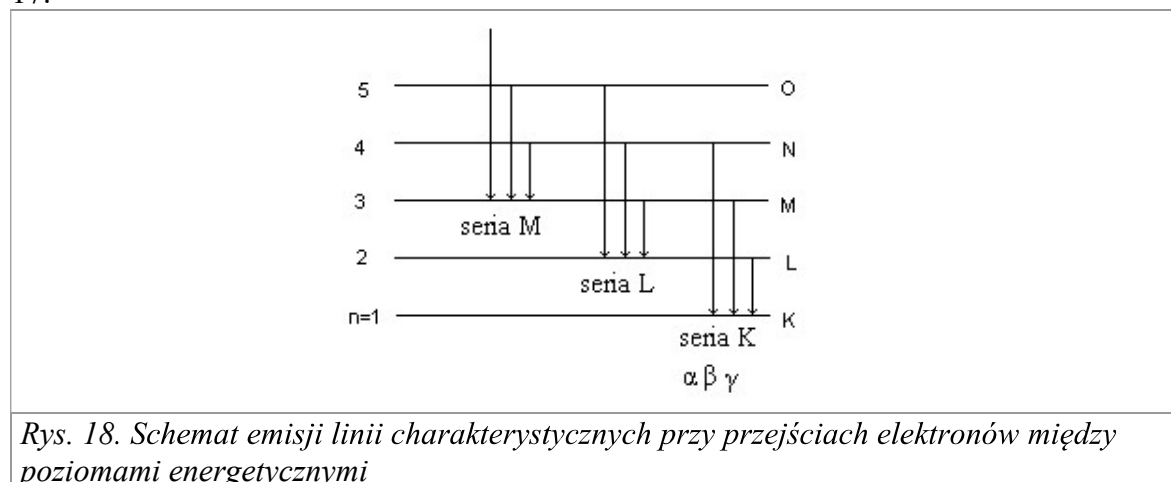
Rys. 16. Widmo ciągłe promieniowania rentgenowskiego (promieniowanie hamowania) przy różnych napięciach anoda-katoda.



Rys. 17. Pełne widmo promieniowania lampy rentgenowskiej

Wskutek wyhamowania elektronów na anodzie, ich energia zamienia się na energię promieniowania (jest to tzw. promieniowanie hamowania) i w ten sposób powstaje ciągła składowa widma lampy rentgenowskiej.

Niezależnie od tego efektu, występuje równocześnie wzbudzenie atomów materiału anody, które następnie emitują linie charakterystyczne. Pełne widmo promieniowanie lampy rentgenowskiej jest superpozycją tych dwóch efektów i jest przedstawione na Rys. 17.



Okazuje się, że częstotliwości promieniowania emitowanego przez dowolny atom (a nie tylko przez atom wodoru), można także w przybliżeniu opisać używając modelu Bohra.

Przypomnijmy, jakie częstotliwości emitowane przez atom wodoru przewiduje model Bohra (Równ. 31):

$$\bar{\nu} = \frac{\nu}{c} = \frac{1}{\lambda} = R_H Z^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right)$$

Okazuje się, że w przypadku atomów wieloelektrodowych wzór ten także może być przydatny, jeśli tylko uwzględnimy częściowe „ekranowanie” jądra przez elektrony, które są pomiędzy jądrem a danym elektronem. W tym celu w powyższym wyrażeniu wprowadza się fenomenologiczną stałą ekranowania a , która opisuje efektywny ubytek ładunku dodatniego jądra:

$$\nu = \bar{\nu}c = R_H c (Z - a)^2 \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (32)$$

6. Generacja i anihilacja par e^- i e^+ .

Foton może przy oddziaływaniu z polem elektrycznym jądra zniknąć i dać początek parze elektron – pozyton: e^- i e^+ . Zjawisko to zachodzi dla fotonów o energii:
 $h\nu > 2m_0c^2 = 1,02\text{MeV}$.

Może też zajść zjawisko odwrotne : anihilacja pary e^+ i e^- :

$$e^+ + e^- \rightarrow 2h\nu' \quad (h\nu' = 0,511\text{ MeV})$$

Efekty te obserwujemy w reakcjach jądrowych. Zwróćmy uwagę na to, że pozyton (e^+) jest przykładem cząstki antymaterii (oprócz tego, że ma przeciwny ładunek niż elektron,

zbudowany jest z tzw. antymaterii). Gdy antymateria zetknie się ze zwykłą materią – znikają obie i pojawia się równoważna ilość energii (zgodnie z relacją $E=mc^2$).

7. Dwoisty charakter promieniowania elektromagnetycznego oraz materii

Widzieliśmy już, że wiele zjawisk potwierdza także cząsteczkową (korpuskularną) naturę promieniowania elektromagnetycznego. Są to, np. zjawisko fotoelektryczne czy efekt Comptona, które można wyjaśnić przyjmując, że światło składa się z kwantów o energii $E=h\nu$. Z drugiej strony, optyka falowa dostarczyła nam argumentów, że światło posiada także naturę falową. Ogólnie, stwierdza się, że to, który z aspektów promieniowania dominuje w danej sytuacji zależy od jego długości fali (λ). I tak gdy:

λ duże – ujawnia się głównie natura falowa (np., zjawisko interferencji),

λ małe – ujawnia się natura kwantowa (efekt Comptona, zjawisko fotoelektryczne i inne)

Znajdźmy teraz relację między pędem fotonu a długością fali. STW przewiduje, że pęd cząstek nieposiadających masy spoczynkowej (a do takich należy foton) wynosi:

$$p = \frac{E}{c}$$

a zatem:

$$p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad \text{czyli:}$$

$p = \frac{h}{\lambda}$	(33)
-------------------------	------

A zatem długość fali i pęd kwantów promieniowania są do siebie odwrotnie proporcjonalne.

Hipotezę że podobna relacja obowiązuje także dla cząstek postawił Louis de Broglie. Zapostulował on, cząstce o pędzie p można przypisać długość fali:

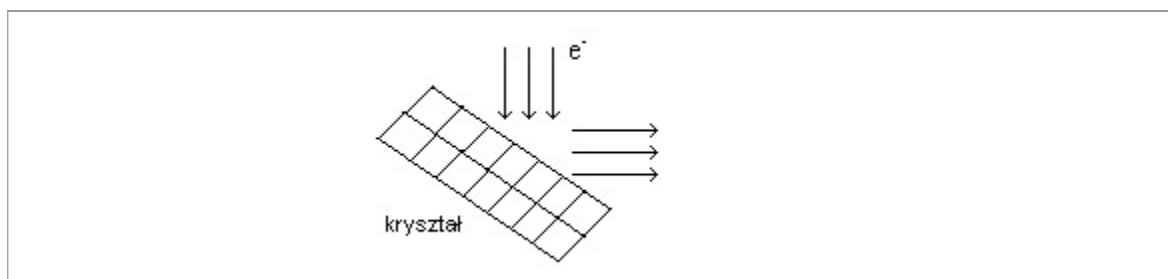
$\lambda = \frac{h}{p}$	(34)
-------------------------	------

Zauważmy, że jest to taka sama relacja jak dla promieniowania elektromagnetycznego (Równ.33).

Louis de Broglie za odkrycie falowej natury cząstek uzyskał w roku 1929 nagrodę Nobla.

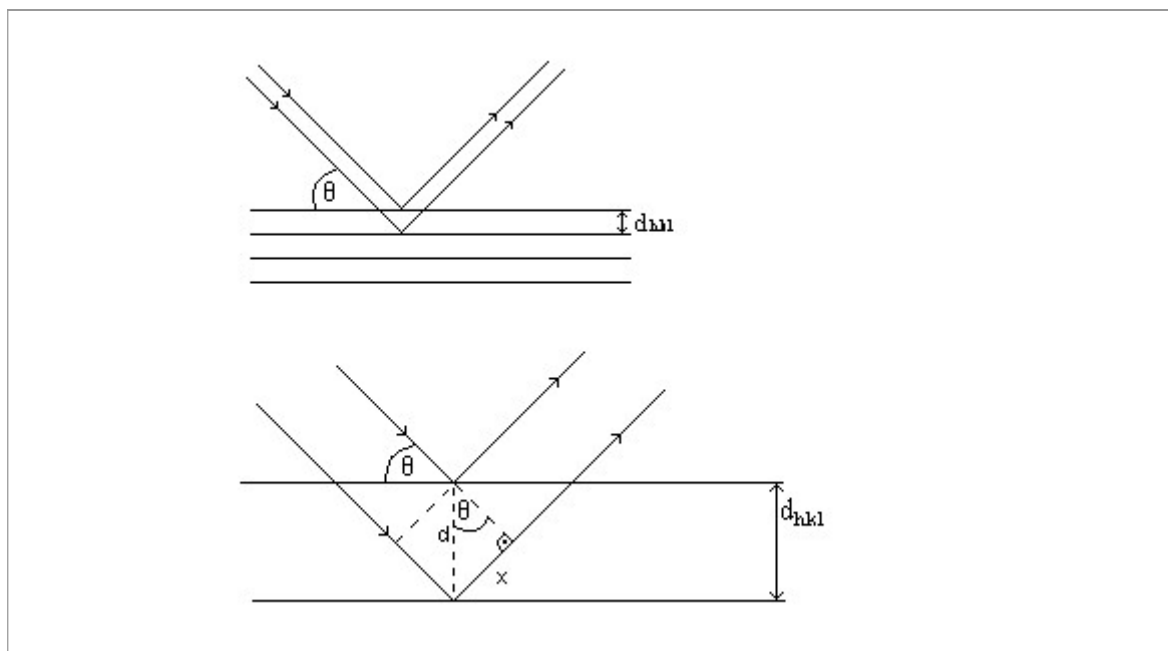
Doświadczenie Davissona i Germera nad dyfrakcją elektronów

Przekonywującym potwierdzeniem falowej natury cząstek jest ich dyfrakcja i interferencja. Pierwsze doświadczenie pokazujące tą własność dla elektronów przeprowadzili Davisson i Germer (1927) oraz Thomson (1928).



Rys. 19. Ugięcie wiązki elektronów na kryształ

Dyfrakcja strumienia elektronów na kryształach daje w istocie takie same wyniki jak dyfrakcja promieniowania rentgenowskiego.



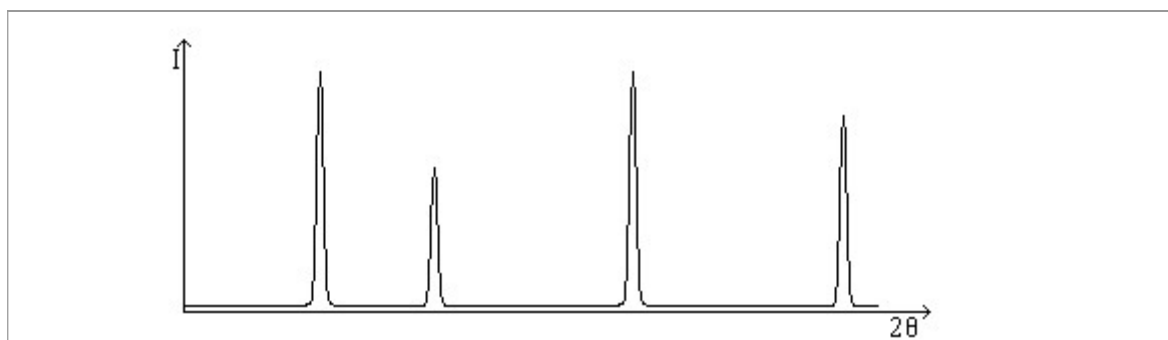
Rys. 20. Dyfrakcja na kryształach

Jeśli strumień padających elektronów traktujemy tak samo jak wiązkę np. promieni rentgenowskich, to warunek uzyskania wzmocnionej wiązki ugiętej przez kryształ opisuje prawo Bragg'ów. Wyprowadza się je, traktując kolejne płaszczyzny kryształu jak zwierciadła odbijające promieniowanie. Na Rys. 20 pokazano dwie takie sąsiednie płaszczyzny, na które pada wiązka elektronów pod kątem θ . Łatwo zauważyć, że różnica dróg pomiędzy dwoma promieniami odbitymi przez każdą z tych płaszczyzn wynosi: $2d\sin\theta$. Ugięta wiązka będzie wzmocniona, gdy różnica dróg obu promieni będzie wielokrotnością długości fali:

$2d\sin\theta = n\lambda$	(35)
---------------------------	------

gdzie n jest liczbą naturalną. Jest to prawo Bragg'ów.

Pod pewnymi kątami, spełniającymi to prawo, zaobserwujemy maksima ugiętych wiązek (sytuacja ta przypomina ugięcie promieniowania na siatce dyfrakcyjnej). Rejestrując natężenie ugiętej wiązki w funkcji kąta θ otrzymujemy wykres zwany dyfraktogramem (Rys. 21). Dyfrakcja, również z użyciem strumieni cząstek, jest jedną z podstawowych technik badania własności kryształów.



Rys. 21. Typowy dyfraktogram

Zwróćmy uwagę, że w istocie analiza dyfrakcji jest taka sama, niezależnie od tego czy użyjemy promieniowania rentgenowskiego czy też strumienia cząstek. Podstawą analizy jest równanie Bragg'ów (Równ. 35), natomiast musimy użyć odpowiedniej długości fali. I tak:

- dla promieniowania elektromagnetycznego (np. rentgenowskiego): $\lambda = \frac{c}{\nu}$,
- dla strumienia cząstek (np. elektronów, neutronów, jonów): $\lambda = \frac{h}{p}$.

W szczególności, elektrony w mikroskopie elektronowym przyspieszamy polem elektrycznym o różnicy potencjałów U . Uzyskują one energię kinetyczną

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = Ue; \text{ stąd: } m^2 v^2 = 2mUe \text{ oraz:}$$

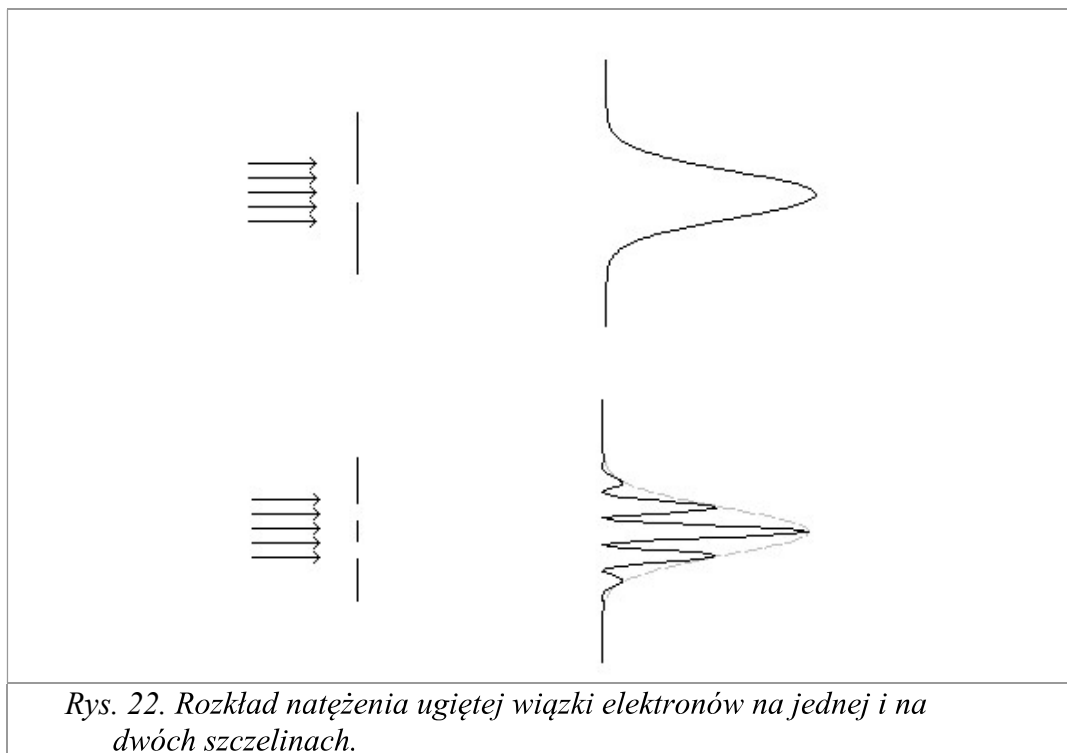
$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2mUe}}$	(36)
---	------

A atem w mikroskopie elektronowym, zmieniając U „regulujemy” λ .

8. Dwa istotne fakty dla fizyki mikroświata (mechaniki kwantowej)

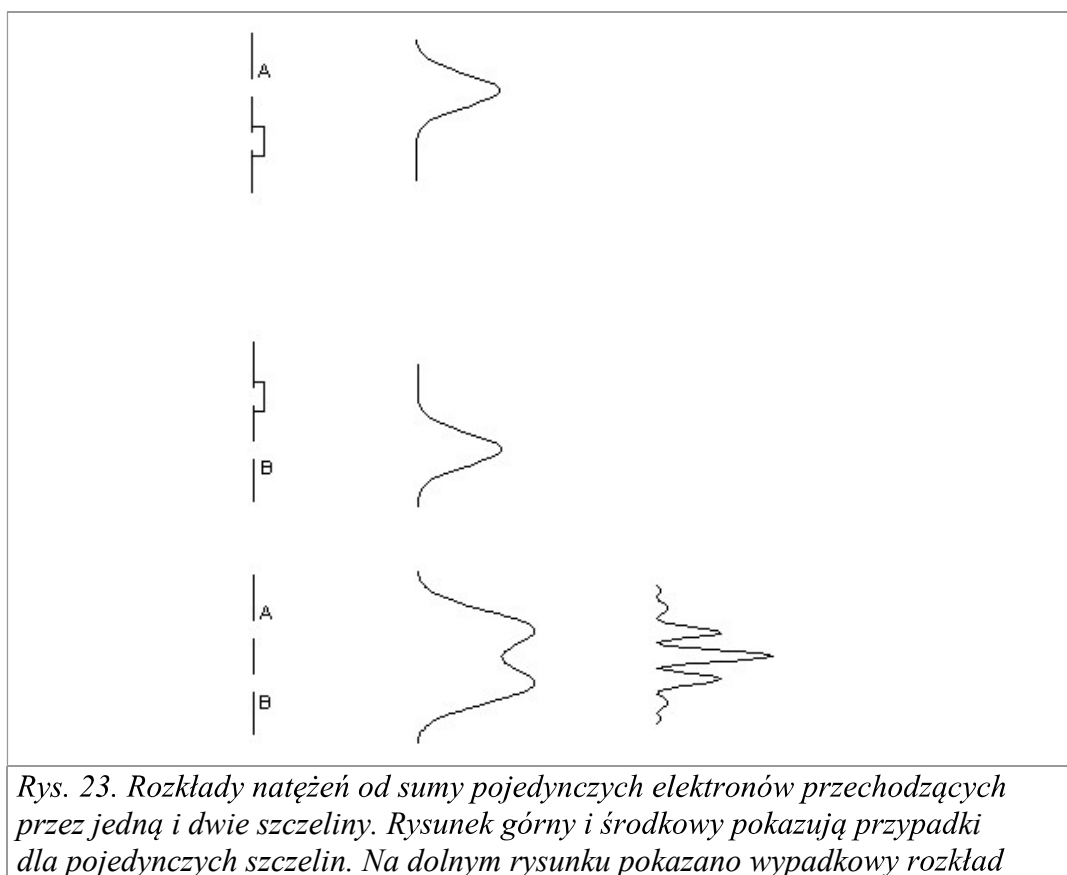
a) "Wielki paradoks"

Przeprowadźmy doświadczenie dyfrakcji cząstek, np. elektronów, na jednej oraz na dwóch szczelinach. Na początku rozważmy strumień elektronów padających.



Jak już widzieliśmy, cząstki posiadają własności falowe, a zatem otrzymamy typowe dla jednej i dwóch szczelin rozkłady natężenia ugiętych wiązek na ekranie - identyczne jak dla dyfrakcji wiązki światła (Rys. 23)

A teraz przepuszczamy przez jedną i dwie szczeliny wiele elektronów, ale pojedynczo, tzn. jeden po drugim, i sumujemy wypadkowy rozkład natężenia na ekranie (Rys. 23).



natężenia pojedynczych elektronów ugiętych na dwóch wiązkach: w środku - rozkład jakiego spodziewalibyśmy się intuicyjnie (czyli suma dwóch powyższych rozkładów) oraz - po prawej - rozkład jaki w rzeczywistości otrzymamy.

W przypadkach, gdy zasłonięta jest jedna ze szczelin, otrzymujemy wypadkowe rozkłady natężeń identyczne jak dla wiązki elektronów i tego też mogliśmy się spodziewać.

Natomiast, gdy przepuszczamy pojedyncze elektrony przy otwartych obu szczelinach, to spodziewalibyśmy się, że wystąpi suma powyższych dwóch rozkładów, uzyskanych na pojedynczych szczelinach. Moglibyśmy bowiem sądzić, że każdy pojedynczy elektron musi w końcu przejść przez jedną bądź drugą szczelinę i w efekcie uzyskany rozkład natężenia powinien być sumą rozkładów dla pojedynczych szczelin. Tak jednak nie jest - otrzymujemy taki sam rozkład przy otwartych obu szczelinach, jaki dostaliśmy przy wiązce elektronów lub także światła.

O czym to świadczy? Świadczy to o tym, że już każdy pojedynczy elektron zachowuje się jak fala i przechodzi "przez obie szczeliny równocześnie"

Wniosek:

Pojedyncza cząstka jest już falą i przechodzi „równocześnie” przez obie szczeliny.

Zasada nieoznaczoności

Załóżmy, że chcemy zlokalizować jakąś cząstkę, np. atom, przy pomocy mikroskopu. W tym celu musimy go oświetlić co najmniej jednym kwantem światła, czyli fotonem. Na wykładzie z optyki widzieliśmy, że najmniejsza rozróżnialna odległość w przyrządach optycznych jest rzędu długości fali świetlnej: $\Delta s \approx \lambda$. Z drugiej strony foton uderzając w badany atom przekaże mu całość lub część swojego pędu. Czyli zmiana pędu atomu będzie:

$$\Delta p \approx p_{\text{fotonu}} = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (\text{widzieliśmy już wcześniej, że pęd fotonu wynosi } h/\lambda).$$

A zatem: położenie atomu możemy określić tylko z dokładnością Δx , równocześnie jego pęd - z dokładnością Δp . Wyliczmy iloczyn tych

$$\text{nieokreśloności: } \Delta p \Delta s = \frac{h}{\lambda} \cdot \lambda = h.$$

Uzyskujemy zatem rezultat, że iloczyn nieokreśloności pędu i położenia jest rzędu stałej Plancka: $\Delta p \Delta s = h$.

Dokładniejsze rozważania prowadzą do wniosku, że:

$\Delta p \Delta s \geq h$	(37)
----------------------------	------

Okazuje się, że powyższa własność jest fundamentalną zasadą fizyki kwantowej i nosi nazwę zasady nieoznaczoności. A zatem nie możemy jednocześnie zmierzyć dostatecznie dokładnie położenia i pędu cząstki. Przykładowo, jeśli wyznaczylibyśmy z nieskończenie wielką precyzją położenie ($\Delta x = 0$), to nieokreśloność pędu będzie nieskończenie wielka ($\Delta p = \infty$).